

можно обойтись без электронного микроскопа. Отношение D_m/D_{32} для проб 1—4 колеблется в пределах ошибок измерений и равно $1,85 \pm 0,15$. Следовательно, по величине D_{32} , измеренной независимым способом, скажем, по коэффициенту ослабления частиц [10], диаметр D_{43} может быть определен с удовлетворительной точностью.

В заключение авторы выражают благодарность Н. Г. Поляковой за препарирование и фотографирование частиц на электронном микроскопе и Л. И. Буглаевой за измерение частиц на оптическом микроскопе.

Поступила в редакцию
14/V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Sehgal. Jet Propulsion Labs., Tech. Report, 1962, 32.
2. E. Bauer and D. J. Carlson. J. Quant. Spectr. Rad. Trans, 1964, 363.
3. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, Н. Г. Полякова, ЖПС, 1973, 18, 6.
4. Л. П. Бахир, В. В. Таманович. ЖПС, 1973, 18, 5.
5. Г. И. Левашенко, Л. П. Бахир. ФГВ, 1973, 9, 2.
6. A. D. Kirshenbaum, J. A. Cahill. J. of Nucl. Energy, 1960, 14, 283.
7. Фейн. Ракетная техника и космонавтика, 1966, 4, 1.
8. Дж. Хоглунд. Вопросы ракетной техники, 1970, 2.
9. Х. Ченг, Н. С. Коэн. Ракетная техника и космонавтика, 1965, 2, 84.
10. Р. А. Доббинс. Ракетная техника и космонавтика, 1963, 1, 221.

УДК 621.454 : 662.612.324

ИСПАРЕНИЕ КАПЛИ ТОПЛИВА В ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

С. В. Анаников, А. В. Талантов

(Казань)

При сжигании распыленного жидкого топлива в камерах сгорания двигателей одновременно протекает несколько процессов, определяющих развитие факела, а именно: испарение капель, их горение с образованием отдельных факелов вокруг поверхности испарения; смешение паров топлива с окислителем и их последующее диффузионное горение.

Характер испарения топливно-воздушной смеси оказывает немало важное влияние на формирование границ факела и устойчивость его горения. В связи с этим возникает необходимость получения надежных данных по испаряемости топливной смеси до ее воспламенения. Исходным моментом при расчете испарения факела в целом является рассмотрение условий движения и массообмена отдельной капли топлива. Для камер сгорания одним из возможных режимов движения капель топлива является ламинарный режим их обтекания. Указанный случай может иметь место в конце участка неустановившегося движения, когда скорости обтекаемого газа и капель становятся близкими между собой.

При анализе параметров испаряющейся капли, как правило, пренебрегают реактивной силой (силой Мещерского), возникающей вследствие неравномерного оттока паров с ее поверхности [1, 2], не обосновывая этого. Каких-либо оценок, касающихся влияния силы Мещерского, в литературе не приводится, и вопрос о величине реактивной силы

остаётся открытым. Отмеченное обстоятельство снижает, а порой ставит под сомнение достоверность результатов аналитического расчёта.

Определение коэффициентов реактивности капель и оценка влияния реактивной силы на гидродинамику и массообмен последних в ламинарном потоке газа является целью настоящей статьи. Решение такой задачи проводится впервые. Расчёт коэффициентов реактивности капель для переходной области обтекания рассматривался ранее [3].

Как известно [1], величина реактивной силы, отнесённой к единице поверхности капли, может быть найдена из выражения

$$S'_p = \frac{1}{F} \int \tilde{v} j dF, \quad (1)$$

где \tilde{v} — проекция скорости оттока паров с бесконечно малого элемента поверхности сферы на направление движения; $j = \frac{dm_i}{d\tau}$ — плотность потока массы с элемента поверхности сферы; F — поверхность сферы; τ — время.

Чтобы найти величины \tilde{v} и j в функции координат поверхности сферы, необходимо знать локальные значения коэффициентов тепло- или массообмена.

Задаче определения локальных коэффициентов тепло- и массообмена в ламинарном потоке вязкой жидкости посвящён целый ряд работ [4—6]. Однако в этих работах решение ищется на основе приближений пограничного слоя, что ограничивает применение полученных зависимостей областью больших значений чисел Re .

Для нахождения локальных значений коэффициентов тепло- и массообмена при ламинарном обтекании капли жидкости потоком газа ($Re < 1$, $Pr \approx 0,7$, $Pe < 1$) необходимо решить дифференциальные уравнения конвективного тепло-, массопереноса. Такие решения были получены рядом авторов [7—10].

Наиболее интересной и надёжной, с нашей точки зрения, является работа [9], в которой приведено приближённое решение задачи о массо-теплообмене сферической частицы в ламинарном потоке вязкой жидкости при малых значениях числа Re . Если ввести некоторые упрощающие предположения и в первую очередь считать каплю сферической, а условия испарения принять изотермическими, то величины \tilde{v} и j можно в первом приближении вычислить на основе работы [9]. Анализ этой работы позволяет получить локальное и среднеинтегральное значения числа Нуссельта в следующем виде¹:

$$Nu^* = 2 + Pe + Pe^2 [\ln Pe + b_0(Pr)] + 0,5Pe^3 \ln Pe - 0,75 [Pe - b_1(Pr)Pe^2 + b_2(Pr)Pe^3 \ln Pe] \cos \theta - b_3(Pr)Pe^2 \cos \theta; \quad (2)$$

$$Nu = 2 + Pe + Pe^2 [\ln Pe + C(Pr)] + 0,5Pe^3 \ln Pe, \quad (3)$$

где

$$b_0(Pr) = 0,5Pr^2 - 0,25Pr - 9/160Pr + 0,5(Pr+1)^2 \times \\ \times (2-Pr) \ln(1+Pr^{-1}) + \gamma - 2798/3360;$$

$$b_1(Pr) = 1,5 - 3/8Pr; \quad b_2(Pr) = 0,5 + 9/40Pr^2;$$

$$b_3(Pr) = 167/224 - 27/160Pr;$$

$$C(Pr) = 0,5Pr^2 - 0,25Pr + 0,5(Pr+1)^2(2-Pr) \ln(1+Pr^{-1}) + \gamma - 173/160;$$

$$Nu^* = \alpha^* \cdot 2R/\lambda_r; \quad Nu = \alpha \cdot 2R/\lambda_r;$$

$\gamma = 0,577215\dots$ — постоянная Эйлера; $Pe = Re \cdot Pr$ — критерий Пекле; $Pr = \mu_r c_p / \lambda_r$ — критерий Прандтля.

¹ Nu^* и Nu — соответственно локальное и среднеинтегральное значения числа Нуссельта.

Для решения уравнения (1) выразим текущее значение \tilde{v} через плотность потока массы j с помощью соотношений (рис. 1):

$$\tilde{v} = v \cos \theta, \quad (4)$$

$$v = j/\rho_n, \quad (5)$$

где v — скорость оттока паров с бесконечно малого элемента поверхности сферы в направлении, перпендикулярном этой поверхности; ρ_n — плотность насыщенного пара топлива при температуре капли. Выбрав в качестве бесконечно малого элемента поверхности сферы поверхность элементарного шарового слоя и приняв во внимание соотношения (4) и (5), преобразуем уравнение (1) к виду

$$S'_p = -\frac{1}{2\rho_n} \int_0^\pi j^2 \sin \theta \cdot \cos \theta d\theta. \quad (6)$$

Плотность потока массы j с учетом выражения (2) определяется из зависимости

$$j = \frac{dm_i}{d\tau} = \text{Nu} \cdot \lambda_r \Delta T / 2QR, \quad (7)$$

где $\Delta T = T_r - T_k$ — разность температур между газом и каплей; λ_r — коэффициент теплопроводности парогазовой пленки, окружающей каплю; R — радиус капли; $Q = (q + c_p \Delta T)$ — количество тепла, затрачиваемое на испарение и нагрев единицы массы капли до температуры газа.

После подстановки зависимости (7) в уравнение (6), интегрирования и некоторых преобразований приходим к выражению для определения S'_p

$$S'_p = a_0 f(\text{Pe}) \text{Pe} / R^2, \quad (8)$$

где

$$a_0 = \lambda_r^2 \Delta T^2 / 8Q^2 \rho_n;$$

$$f(\text{Pe}) = 2 - b_4(\text{Pr}) \text{Pe} + \text{Pe}^2 \{ [2b_2(\text{Pr}) + b_5(\text{Pr}) \text{Pe} - b_6(\text{Pr}) \text{Pe}^2 + 0,5b_2(\text{Pr}) \text{Pe}^3 \ln \text{Pe}] \ln \text{Pe} - [b_7(\text{Pr}) + 0,6b_1(\text{Pr}) b_3(\text{Pr}) \text{Pe}] + [1 - b_1(\text{Pr}) \text{Pe} + b_2(\text{Pr}) \text{Pe}^2 \ln \text{Pe}] \times [b_0(\text{Pr}) + \ln \text{Pe}] \};$$

$$b_4(\text{Pr}) = 2 - 3/4 \text{Pr};$$

$$b_5(\text{Pr}) = 1 + 9/40 \text{Pr}^2;$$

$$b_6(\text{Pr}) = 729/32 \cdot 000 \text{Pr}^3 - 4509/44 \cdot 800 \text{Pr}^2 - 219/1600 \text{Pr} + 1179/2240;$$

$$b_7(\text{Pr}) = 1179/1120 - 219/800 \text{Pr}.$$

Введя коэффициент реактивности ξ , характеризующий неравномерность оттока паров с поверхности капли, запишем выражение для реактивной силы в виде [11]

$$S'_p = \xi V \frac{dM_i}{d\tau}, \quad (9)$$

где $\frac{dM_i}{d\tau} = \int_F \frac{dm_i}{d\tau} dF$ — изменение массы капли, рассчитанное по среднему интегральному коэффициенту тепло- или массообмена; V — относительная скорость капли. Зависимость (9) более удобна и наиболее часто используется, поэтому интересно оценить величину коэффициента ξ .

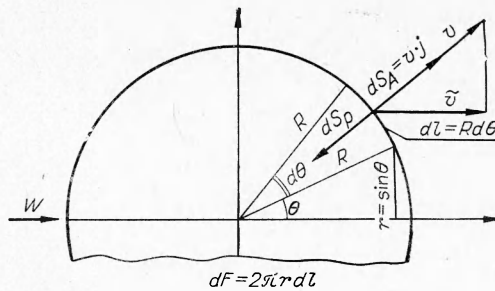


Рис. 1. К расчету реактивной силы, действующей на каплю. dS_p — элементарная реактивная сила; dS_A — элементарная активная сила.

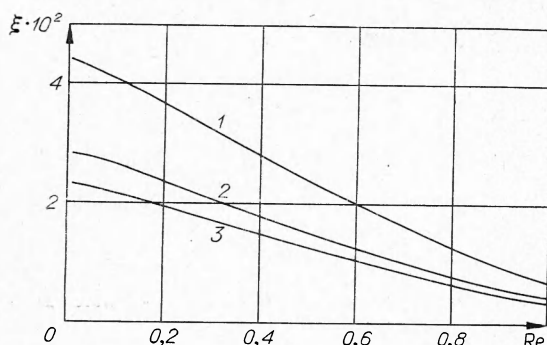


Рис. 2. Зависимость коэффициента реактивности капле от свойств жидкости и числа Re.

$T_r = 573^\circ \text{K}$: 1 — вода, 2 — топливо В-70, 3 — топливо Т-1.

Среднеинтегральное значение величины $\frac{dM_i}{d\tau}$ отнесенной к единице поверхности сферы, имеет вид

$$\frac{dM_i}{d\tau} = a_1 \text{Nu}/R, \quad (10)$$

где $a_1 = \lambda_r \Delta T / 2Q$. Из соотношений (8) — (10) с учетом $V = \text{Re} v_r / 2R$ после преобразований получим

$$\xi = a_2 f(\text{Pe}) / \text{Nu}, \quad (11)$$

где $a_2 = \lambda_r \Delta T \text{Pr} / 2Q \rho_p v_r$. При этом число Nu определяется с помощью выражения (3).

По уравнению (11) был выполнен расчет коэффициентов ξ для различных жидкостей в зависимости от числа Re и температуры газового потока. Результаты расчета представлены на рис. 2 и в табл. 1. Число Прандтля было принято равным 0,7.

Анализируя результаты расчета коэффициентов ξ , можно сделать некоторые выводы.

1. Коэффициент ξ возрастает с уменьшением числа Re и его численные значения в рассмотренном диапазоне лежат в пределах от нескольких сотых до тысячных долей единицы. Такой характер изменения ξ , на первый взгляд, может показаться противоречивым, так как по мере уменьшения Re неравномерность оттока паров с поверхности капли убывает. Кажущееся противоречие, однако, может быть объяснено, если рассмотреть физическую сторону явления. В самом деле, при уменьшении Re снижается также и интенсивность массообмена с поверхности капли в целом.

Вероятно, снижение интенсивности массообмена происходит быстрее, чем уменьшение неравномерности оттока паров с поверхности капли.

Таблица 1

Re	Вода		Топливо Т-1		Топливо В-70	
	773°K	1073°K	773°K	1073°K	773°K	1073°K
1,0	10,91	12,71	3,92	3,12	4,55	3,55
0,9	14,88	17,32	5,35	4,25	6,21	4,84
0,8	19,42	22,61	6,98	5,54	8,10	6,32
0,7	24,45	28,47	8,79	6,98	10,20	7,95
0,6	29,88	34,80	10,74	8,53	12,46	9,72
0,5	35,62	41,48	12,81	10,17	14,86	11,58
0,4	41,57	48,40	14,94	11,87	17,34	13,52
0,3	47,62	55,44	17,21	13,59	19,86	15,48
0,2	53,63	62,44	19,28	15,31	22,37	17,44
0,1	59,39	69,16	21,35	16,96	24,77	19,31
0,09	59,94	69,80	21,55	17,11	25,00	19,49
0,08	60,49	70,43	21,75	17,27	25,23	19,67
0,07	61,02	71,05	21,94	17,42	25,45	19,84
0,06	61,55	71,67	22,13	17,57	25,67	20,02
0,05	62,07	72,28	22,32	17,72	25,89	20,19
0,04	62,58	72,87	22,50	17,87	26,10	20,35
0,03	63,08	73,45	22,68	18,01	26,31	20,51
0,02	63,57	74,01	22,85	18,15	26,51	20,67
0,01	64,04	74,56	23,02	18,28	26,71	20,82

Поэтому соотношение между количеством массы, испарившейся за счет неравномерного оттока паров, и общим количеством испаренной жидкости возрастает. В результате происходит увеличение коэффициента ξ .

Рост ξ при уменьшении Re очевиден также из анализа зависимости (11). Действительно, коэффициент ξ выражается с помощью двух функций, одна из которых $f(Re)$ при этом возрастает, а другая Nu убывает (рис. 3), причем структура зависимости (11) такова, что характер изменения функций $f(Re)$ и Nu способствует увеличению коэффициента ξ при уменьшении Re .

2. В зависимости от температуры газа и свойств жидкости коэффициент реактивности может возрастать или уменьшаться, причем его значения остаются величиной одного и того же порядка.

Перейдем к определению влияния реактивной силы на гидродинамику и массообмен капли. Оценку выполним при условии постоянства температуры и скорости газового потока. Для упрощения задачи примем кроме указанных выше следующие допущения:

- 1) процесс испарения капли является квазистационарным;
- 2) фракционирование топлива в процессе испарения незначительно, и им можно пренебречь;
- 3) отходящие массы не оказывают влияния на коэффициент сопротивления капли.

Исходная система дифференциальных уравнений движения и массообмена капли имеет вид¹:

$$m = \frac{dV_k}{d\tau} = \pm \psi f \rho_r V^2 / 2 \pm S_p \pm m (1 - \rho_r / \rho_k) g, \quad (12)$$

$$- Q dm = \alpha F \Delta T d\tau, \quad (13)$$

$$V = \pm (W - V_k),$$

где m — масса капли; $V_k = \frac{ds}{d\tau}$; V — абсолютная и относительная скорости капли соответственно; f , F — площадь миделевого сечения и поверхности капли соответственно; ψ — коэффициент гидродинамического сопротивления капли; g — ускорение свободного падения; α — коэффициент теплоотдачи, определяемый из (3); $S_p = a_3 f(Re) Re$ — реактивная сила, отнесенная ко всей поверхности капли, $a_3 = \pi \lambda_r^2 \Delta T^2 / 2 Q^2 \rho_n$.

Коэффициент ψ может быть с достаточной точностью определен из известной формулы Стокса

$$\psi = 24 / Re. \quad (14)$$

Преобразуя систему уравнений (12) с учетом значений, входящих в уравнения величин и соотношений (3), (8), (13) и (14), будем иметь

$$\frac{dV}{d\tau} = - [A + B f(Re)] V / D^2 \pm (1 - \rho_r / \rho_k) g, \quad (15)$$

$$\frac{dD}{d\tau} = - E Nu / D$$

¹ Здесь и в дальнейшем в случае двойного знака в формулах, за исключением знаков при члене $m(1 - \rho_r / \rho_k)g$, верхний относится к увлечению, а нижний — к торможению капли топлива.

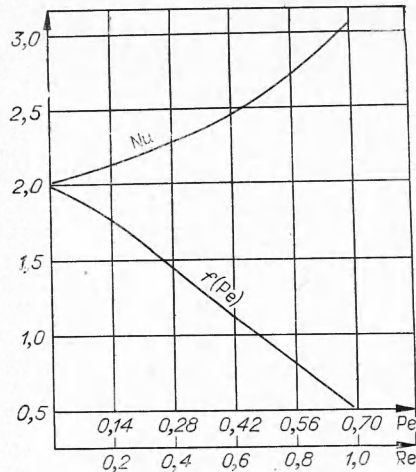


Рис. 3. Графическая интерпретация зависимости $f(Re)$ и Nu от безразмерных параметров течения.

при начальных условиях

$$V|_{\tau=0} = V_0, \quad D|_{\tau=0} = D_0,$$

где

$$A = 18 \mu_r / \rho_R; \quad B = 2,1 \lambda_2 \Delta T^2 / Q^2 \rho_n \rho_R \nu_r;$$

$$E = 2 \lambda_r \Delta T / Q \rho_R.$$

Получить аналитическое решение системы (15) не представляется возможным, поэтому она была решена численно с помощью ЭЦВМ «Наири». В качестве примера рассмотрен случай увлекаемости каплей потоком газа. Начальная скорость каплей для упрощения расчетов принималась равной нулю. Поэтому, согласно соотношению (13), первое начальное условие системы (15) принимает вид $V|_{\tau=0} = W$. Расчет выполняется для каплей углеводородных топлив. Для сравнения проводились расчеты испаряемости водяных каплей. В процессе решения функция $f(Re)$ и число Nu были выражены через величины относительной скорости и диаметра каплей. Физические константы газового потока брались при средней температуре парогазовой пленки, окружающей каплю. Необходимые физические постоянные топлив выбирались на основе работы [12].

Таблица 2

Физические константы	D, мкм			$\tau \cdot 10^5$ с		$s \cdot 10^3$ м		
	V, м/сек	$S_p \neq 0$	$S_p = 0$	$S_p \neq 0$	$S_p = 0$	$S_p \neq 0$	$S_p = 0$	
1	2	3	4	5	6	7	8	
$W = 4,5$ м/с, $D_0 = 10$ мкм, $T = 773^\circ$ К	4,1	9,88	9,87	1,255	1,258	1,202	1,204	
	3,7	9,75	9,75	2,606	2,612	2,499	2,505	
	3,3	9,62	9,62	4,071	4,082	3,914	3,924	
	2,9	9,49	9,49	5,681	5,697	5,474	5,489	
	2,5	9,34	9,34	7,475	7,498	7,219	7,242	
	2,1	9,18	9,17	9,512	9,543	9,209	9,240	
	1,7	8,99	8,98	11,886	11,928	11,538	11,580	
	1,3	8,76	8,76	14,761	14,817	14,371	14,426	
	0,9	8,47	8,46	18,472	18,546	18,041	18,114	
	0,5	8,03	8,02	23,903	24,003	23,435	23,533	
	0,1	6,96	6,95	36,145	36,291	35,646	35,790	
	0,045	6,49	6,48	41,034	41,192	40,531	40,687	
	$W = 1,1$ м/с, $D_0 = 40$ мкм, $T = 773^\circ$ К	1,0	39,52	39,52	20,169	20,212	19,958	20,001
		0,95	39,28	39,28	30,814	30,884	30,499	30,568
0,85		38,78	38,78	53,424	53,558	52,906	53,038	
0,75		38,26	38,25	78,139	78,353	77,423	77,636	
0,65		37,69	37,68	105,514	105,829	104,607	104,920	
0,55		37,07	37,06	136,356	136,796	135,264	135,701	
0,45		36,36	36,35	171,911	172,506	170,642	171,233	
0,35		35,53	35,51	214,273	215,063	212,835	213,620	
0,25		34,48	34,46	267,430	268,471	265,834	266,869	
0,15		33,02	32,99	340,790	342,167	339,049	340,420	
0,05		30,34	30,30	470,269	472,154	468,408	470,285	
0,01		27,60	27,54	593,321	595,504	591,427	593,603	
$W = 2,25$ м/с, $D_0 = 20$ мкм, $T = 773^\circ$ К		2,05	19,76	19,76	5,012	5,022	4,904	4,915
		1,85	19,51	19,51	10,401	10,425	10,189	10,212
	1,65	19,25	19,25	16,250	16,292	15,936	15,977	
	1,45	18,98	18,98	22,673	22,737	22,259	22,322	
	1,25	18,69	18,68	29,828	29,919	29,318	29,407	
	1,05	18,36	18,36	37,950	38,076	37,346	37,470	
	0,85	17,99	17,98	47,412	47,581	46,719	46,885	
	0,65	17,53	17,52	58,866	59,090	58,087	58,308	
	0,45	16,95	16,93	73,630	73,926	72,771	73,063	
	0,25	16,08	16,06	95,190	95,587	94,257	94,650	
	0,05	13,98	13,95	143,513	144,090	142,518	143,091	
	0,02	12,97	12,94	164,594	165,219	163,592	164,213	

Одновременно проводилось решение системы (15) для случая, когда функция $Bf(Re) = 0$, т. е. без учета реактивной силы. Результаты решения приведены в табл. 2, где D_0 — начальный размер капли. Анализ этих данных позволяет следующим образом представить картину движения капли. В начальные моменты времени, когда капля имеет значительное относительное ускорение, основной вклад в общий баланс сил (рассматривается правая часть первого уравнения системы (12)) вносит первый член, характеризующий гидродинамическое сопротивление капли, а вклад второго и третьего членов незначителен. С течением времени как реактивная, так и архимедова силы начинают оказывать некоторое влияние на закономерность движения и массообмен капли, что проявляется в разнице численных значений рассчитываемых параметров при малых относительных скоростях движения. Однако это влияние настолько мало, что в практических расчетах с достаточной точностью реактивную силу можно исключить из рассмотрения.

В заключение статьи отметим, что, несмотря на некоторую схематизацию процесса, порядок полученных величин позволяет получить ответ на вопрос о роли реактивной силы в процессе движения и испарения капли.

Поступила в редакцию
4/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., Машиностроение, 1964.
2. С. А. Белый. Тр. Третьего всесоюзного совещания по теории горения, т. 2. М., 1960, стр. 76—83.
3. С. В. Анаников, А. В. Талантов, В. В. Давитулиани. Авиационная техника, 1972, 4.
4. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика, изд. 2. М., Физматгиз, 1959.
5. Ю. П. Гупало, Ю. С. Рязанцев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, 6.
6. В. М. Волощук, Л. В. Стужнева. ПМТФ, 1970, 2.
7. Л. С. Лейбензон. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1940, 3.
8. A. Acrivos, T. D. Taylor. Phys. Fluids, 1962, 5, 4.
9. Ю. П. Гупало, Ю. С. Рязанцев. ПММ, 1971, 35, 2.
10. P. L. Rimmer. J. Fluid Mech., 1968, 32, 1.
11. С. С. Кутателадзе, М. А. Стырикович. Гидравлика газожидкостных систем. М., ГЭИ, 1958.
12. Теплофизические свойства некоторых авиационных топлив в жидком и газообразном состоянии. Под ред. Н. Б. Варгафтика. М., Оборонгиз, 1961.

УДК 662.215.1

ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НА ГОРЕНИЕ ЛЕТУЧИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

*Э. А. Штессель, А. Г. Мержанов,
Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов*
(Москва)

Впервые о возможном влиянии гравитационной конвекции на горение газов было указано в работах [1, 2]. Впоследствии экспериментально было установлено, что конвекция влияет на концентрационные пред-